

УДК 537.612

## ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПО ТЕМПЕРАТУРЕ В ДВУХПОДРЕШЕТОЧНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

*Клевец Ф.Н., Кошмов Д.С.*

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина*

*E-mail: [phklevets@gmail.com](mailto:phklevets@gmail.com)*

Построена теоретическая модель переориентационных фазовых переходов по температуре в двухподрешеточном ферромагнетике. Полученная модель применена для объяснения экспериментальных данных по исследованию зависимости ориентации намагниченности от температуры в сплаве  $U_2Co_{15}Si_2$ .

**Ключевые слова:** двухподрешеточный магнетик, фазовый переход, одноионная анизотропия.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время хорошо известны и активно изучаются магнитные фазовые переходы типа порядок-порядок, при которых происходит изменение симметрии магнитной структуры. Эти переходы обычно характеризуются как фазовые переходы первого или второго рода в зависимости от того, меняется ли характер магнитного упорядочения скачком, или его изменение носит плавный характер. Исследования фазовых переходов важно для теории магнетизма, поскольку позволяет лучше понять процессы, происходящие не только в магнитных системах, но и вообще в твердых телах.

Среди разнообразных магнитоструктурных фазовых переходов можно выделить спин-переориентационные фазовые переходы. Эти переходы характеризуются тем, что при изменении внешних параметров (температуры, магнитного поля, давления, толщины образца или концентрации примесей) меняется ориентация магнитных моментов относительно кристаллографических осей. Одним из примеров спин-переориентационных переходов является изменение направления легкого намагничивания: при изменении температуры происходит поворот вектора намагниченности из одного направления в другое.

Например, хорошо известно, что в трехмерных магнитных системах могут происходить переориентационные фазовые переходы, как по температуре, так и по магнитному полю [1]. С ростом температуры или магнитного поля происходит переориентация вектора намагниченности, перпендикулярного плоскости пленки, в плоскость пленки. Причем, имеет место обратная переориентация при понижении температуры. При этом существует некоторый интервал параметров, в котором происходит уменьшение намагниченности. Также можно наблюдать обратный эффект, когда с ростом температуры или магнитного поля, образец, намагниченный в плоскости, переходит в легкоосное состояние.

Переориентационные спиновые переходы характеризуются параметром порядка  $\gamma$  – углом поворота магнитного момента относительно

кристаллографических осей. Эти переходы могут быть как фазовыми переходами первого, так и второго рода. В обоих случаях магнитная симметрия в точке перехода меняется скачком, однако при спин-переориентационных переходах первого рода происходит скачкообразное изменение параметра упорядочения  $\gamma$ , а при спин-переориентационных переходах второго рода угол  $\gamma$  меняется непрерывно.

Многие магнитные вещества имеют сложный состав, при этом в них можно выделить подсистемы магнитных ионов, которые обладают разными магнитными свойствами. Причем свойства всего вещества определяются как суперпозиция свойств отдельных подсистем. Примером такого вещества является кристалл  $U_2Co_{15}Si_2$ . В этом кристалле выделяются две магнитные подрешетки: урана и кобальта. Представляет интерес исследовать поведение намагниченности данной двухкомпонентной системы как функции температуры.

Экспериментальные исследования [2] сплава  $U_2Co_{15}Si_2$  показали, что в нем наблюдаются два спин-переориентационных фазовых перехода «легкая ось» - «угловая фаза» и «угловая фаза» - «легкая плоскость». В [2] эти переходы рассматриваются как фазовые переходы второго рода. В  $U_2Co_{15}Si_2$  при изменении температуры меняется ориентация магнитного момента относительно кристаллографических осей образца: при низкой температуре вещество находится в фазе «легкая плоскость», из которой с ростом температуры переходит в угловую фазу ( $T_1 = 270\text{ K}$ ), и при дальнейшем росте температуры – в фазу «легкая ось» ( $T_2 = 350\text{ K}$ ). При этом параметр порядка  $\gamma$  меняется непрерывно. Причиной фазовых переходов в рассматриваемом сплаве является конкуренция анизотропий подрешеток урана и кобальта, которые являются функциями температуры. Зависимость констант одноионной анизотропии от температуры представлена графически на рис. 1 [2].

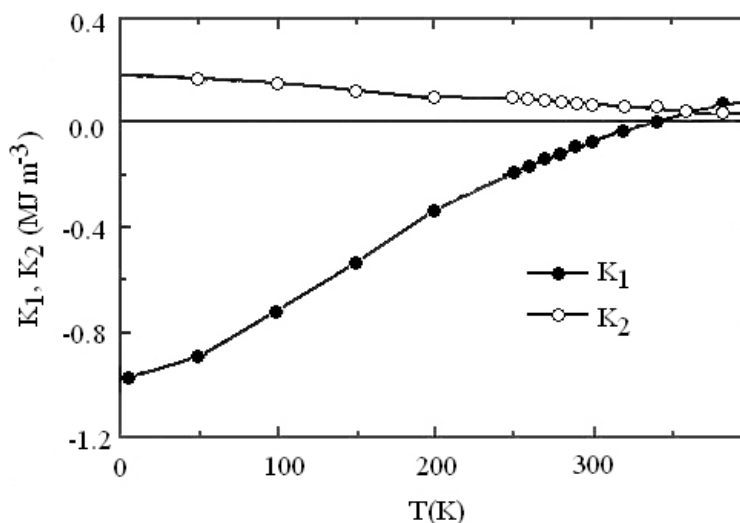


Рис. 1. Температурная зависимость констант анизотропии подрешетки урана  $K_1(T)$  и подрешетки кобальта  $K_2(T)$  [2].

Как видно из рис. 1, константа анизотропии подрешетки урана с ростом температуры меняет знак, а константа анизотропии подрешетки кобальта положительна во всем температурном интервале. При этом при низких температурах преобладает легкоплоскостная анизотропия подрешетки урана, что и приводит к реализации фазы типа «легкая плоскость». С ростом температуры, когда конкуренция анизотропий ослабевает, система переходит в угловую фазу. При дальнейшем увеличении температуры константа анизотропии подрешетки урана становится положительной, и конкуренция анизотропий исчезает, а система переходит в легкоосную фазу. К сожалению, в работе [2], по-видимому, правильные экспериментальные данные объясняются с использованием ошибочных формул. Данное обстоятельство и послужило отправной точкой настоящей работы.

Нами предлагается другая модель переориентационных фазовых переходов в трехмерном ферромагнитном монокристалле  $U_2Co_{15}Si_2$ . Данный монокристалл обладает гексагональной кристаллической структурой. Спины магнитоактивных ионов для упрощения вычислений будем считать равными:  $S = 2$  для урана и  $C = 1$  для кобальта. Экспериментальные данные, показанные на рис. 1 могут быть аппроксимированы следующими аналитическими выражениями:

$$\begin{aligned} K_1(T) &= -2.878 + 5.929 \cdot 10^{-3} T + 2.69 \cdot 10^{-5} T^2 - 5.684 \cdot 10^{-8} T^3, \\ K_2(T) &= 0.522 - 1.352 \cdot 10^{-3} T + 3.768 \cdot 10^{-7} T^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Кроме того, поскольку образец имеет конечные размеры, следует также учитывать размагничивающие поля [3]. В эксперименте исследуемый образец представлял собой монокристаллический цилиндр высотой  $a = 25$  мм и диаметром  $b = 4$  мм [2]. Такое соотношение линейных размеров позволяет нам рассматривать

образец как вытянутый эллипсоид с эксцентриситетом  $e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}$ .

Целью данной работы является построение корректной количественной теоретической модели описывающей зависимость угла ориентации магнитного момента от температуры.

## МОДЕЛЬ

Как упоминалось выше, в рассматриваемой системе наблюдается конкуренция между одноионными анизотропиями подрешеток урана и кобальта, которая может приводить к реализации легкоосной и легкоплоскостной фаз. Согласно работе [2], при низких температурах в сплаве  $U_2Co_{15}Si_2$  преобладает влияние легкоплоскостной анизотропии подрешетки урана, и система находится в фазе «легкая плоскость». С ростом температуры конкуренция между анизотропиями уменьшается, и система переходит в угловую фазу. При дальнейшем увеличении температуры константа анизотропии подрешетки урана уменьшается по абсолютному значению и при температуре  $T = 337$  К меняет знак. При этом конкуренция анизотропий исчезает, и система переходит в легкоосную фазу.

Рассмотрим систему при низких температурах, т.е. в системе реализуется фаза «легкая плоскость». Выберем систему координат так, чтобы плоскость ХОУ являлась базисной плоскостью (т.е. магнитная одноионная анизотропия подрешетки урана выделяет плоскость ХОУ). Тогда при низких температурах магнитный момент лежит в плоскости ХОУ. Система координат выбрана так, что координатные оси совпадают с главными осями эллипсоида, поэтому тензор размагничивающих факторов имеет только диагональные элементы. Для образца эллипсоидальной формы слагаемое, описывающее энергию размагничивающего поля, можно записать в виде зеемановской энергии [4]. В этом случае гамильтониан рассматриваемой системы можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,m} I_{U-Co} (n-m) \mathbf{S}_n \mathbf{C}_m - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} I_U (n-n') \mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'} - \\ & - \frac{1}{2} \sum_{m,m'} I_{Co} (m-m') \mathbf{C}_m \mathbf{C}_{m'} - \frac{K_1(T)}{2} \sum_n (S_n^z)^2 - \frac{K_2(T)}{2} \sum_m (C_m^z)^2 - \quad (2) \\ & - H_1^U \sum_n S_n^z - H_1^{Co} \sum_m C_m^z - H_2^U \sum_n S_n^y - H_2^{Co} \sum_m C_m^y, \end{aligned}$$

где  $I_{U-Co}$  – константа обменного взаимодействия подрешеток урана и кобальта;  $I_{Co}$  ( $I_U$ ) – константа обменного взаимодействия между ионами кобальта (урана);  $S_n^i$  ( $C_m^i$ ) –  $i$ -я компонента спинового оператора в узле  $n$  ( $m$ );  $K_1(T) < 0$ ,  $K_2(T) > 0$  – константы легкоплоскостной анизотропии урана и легкоосной анизотропии кобальта, соответственно, и определяются выражением (1);  $H_1^{U(Co)}$  и  $H_2^{U(Co)}$  – размагничивающие поля, определяющиеся следующим образом [3]:

$$\begin{aligned} H_1^U &= N_z \cdot \mu_B \cdot S, & H_2^U &= N_y \cdot \mu_B \cdot S, \\ H_1^{Co} &= N_z \cdot \mu_B \cdot C, & H_2^{Co} &= N_y \cdot \mu_B \cdot S. \end{aligned} \quad (3)$$

$N_z$  и  $N_y$  – компоненты тензора размагничивающих факторов,  $\mu_B$  – магнетон бора. Рассматриваемый образец представляет собой вытянутый цилиндр, который для простоты можно приближенно рассматривать, как вытянутый эллипсоид, размагничивающие факторы для которого равны [4]:  $N_z = 0.514$ ,  $N_y = 6.026$ .

Пусть теперь температура такова, что система находится в угловой фазе, т.е. вектор намагниченности образует угол  $\gamma$  с нормалью к базисной плоскости ХОУ (см. рис. 2).

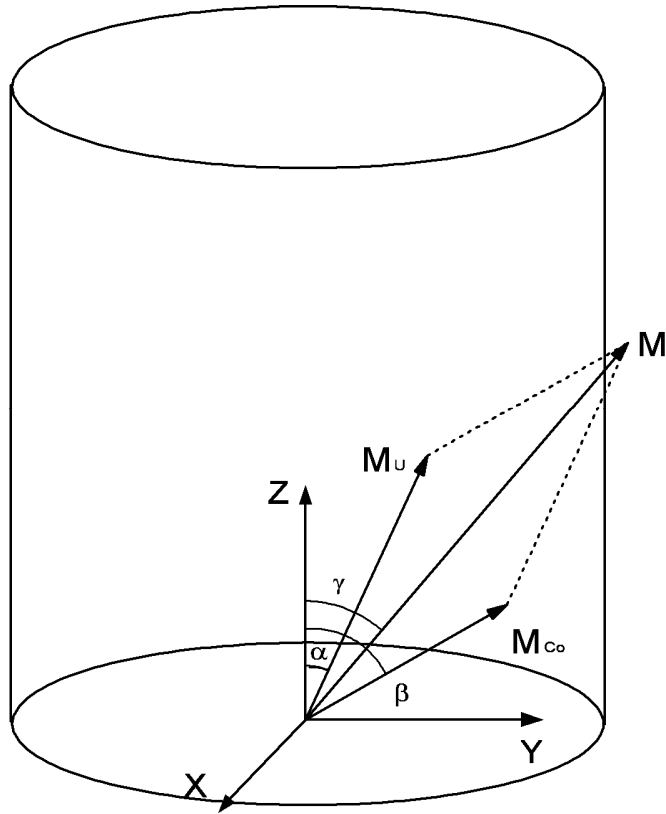


Рис. 2. Геометрия рассматриваемой модели в угловой фазе.

Повернем систему координат вокруг оси OX так, чтобы ось квантования OZ совпала с направлением намагниченности. Связь компонент спинового оператора в старой системе координат с компонентами в новой системе координат имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} S_n^x &= S_n^{x'}, & S_n^y &= S_n^{y'} \cos \alpha + S_n^{z'} \sin \alpha, & S_n^z &= -S_n^{y'} \sin \alpha + S_n^{z'} \cos \alpha, \\ C_m^x &= C_m^{x'}, & C_m^y &= C_m^{y'} \cos \beta + C_m^{z'} \sin \beta, & C_m^z &= -C_m^{y'} \sin \beta + C_m^{z'} \cos \beta. \end{aligned} \quad (4)$$

Гамильтониан системы в угловой фазе после поворота системы координат будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,m} I_{U-Co} (n-m) [S_n^{x'} C_m^{x'} + (S_n^{y'} C_m^{y'} + S_n^{z'} C_m^{z'}) \cos(\alpha - \beta) - \\
 & - (S_n^{y'} C_m^{z'} + S_n^{z'} C_m^{y'}) \sin(\alpha - \beta)] - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} I_U (n-n') \mathbf{S}'_n \mathbf{S}'_{n'} - \\
 & - \frac{1}{2} \sum_{m,m'} I_{Co} (m-m') C'_m C'_{m'} - \frac{K_1(T)}{2} \sum_n \left[ (S_n^{y'})^2 \sin^2 \alpha + (S_n^{z'})^2 \cos^2 \alpha - \right. \\
 & \left. - (S_n^{y'} S_n^{z'} + S_n^{z'} S_n^{y'}) \frac{\sin 2\alpha}{2} \right] - \frac{K_2(T)}{2} \sum_m \left[ (C_m^{y'})^2 \sin^2 \beta + (C_m^{z'})^2 \cos^2 \beta - \right. \\
 & \left. - (C_m^{y'} C_m^{z'} + C_m^{z'} C_m^{y'}) \frac{\sin 2\beta}{2} \right] - H_1^U \sum_n (S_n^z \cos \alpha - S_n^y \sin \alpha) - \\
 & - H_1^{Co} \sum_m (C_m^z \cos \beta - C_m^y \sin \beta) - H_2^U \sum_n (S_n^y \cos \alpha + S_n^z \sin \alpha) - \\
 & - H_2^{Co} \sum_m (C_m^y \cos \beta + C_m^z \sin \beta). \tag{5}
 \end{aligned}$$

Дальнейшее рассмотрение будем проводить, используя представление Голстейна-Примакова [5], что связано с возникновением математических трудностей при использовании других методов в данном случае. Не смотря на то, что представление Голстейна-Примакова работает только при больших значениях спина и низких температурах, оно позволяет построить хорошую качественную и количественную модель происходящих процессов [6].

Переход от проекций спиновых операторов к операторам рождения  $a_n^+$  ( $b_n^+$ ) и уничтожения  $a_n$  ( $b_n$ ) магнов осуществляется по следующим правилам [6]:

$$\begin{aligned}
 S_n^{x'} &= \frac{\sqrt{2S}}{2} (a_n + a_n^+) & C_m^{x'} &= \frac{\sqrt{2C}}{2} (b_m + b_m^+) \\
 S_n^{y'} &= \frac{\sqrt{2S}}{2i} (a_n - a_n^+) & C_m^{y'} &= \frac{\sqrt{2C}}{2i} (b_m - b_m^+) \\
 S_n^{z'} &= -S + a_n^+ a_n & C_m^{z'} &= -C + b_m^+ b_m
 \end{aligned} \tag{6}$$

Рассмотрение будем проводить в приближении идеального газа бозонов, поэтому ограничимся в гамильтониане квадратичными членами по операторам рождения и уничтожения:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,m} I_{U-Co} (n-m) \left\{ \frac{\sqrt{SC}}{2} (a_n + a_n^+) (b_m + b_m^+) - \right. \\
 & - \left[ \frac{\sqrt{SC}}{2} (a_n - a_n^+) (b_m - b_m^+) + S b_m^+ b_m + C a_n^+ a_n - SC \right] \cos(\alpha - \beta) + \\
 & + \frac{1}{\sqrt{2i}} \left[ S \sqrt{C} (b_m - b_m^+) + C \sqrt{S} (a_n - a_n^+) \right] \sin(\alpha - \beta) \left. \right\} - \\
 & - S \sum_{n,n'} I_U (n-n') \left( a_n^+ a_{n'} - a_n^+ a_n + \frac{S}{2} \right) - C \sum_{m,m'} I_{Co} (m-m') \left( b_m^+ b_{m'} - b_m^+ b_m + \frac{C}{2} \right) - \\
 & - \frac{K_1(T)}{2} \sum_n \left[ \frac{S}{2} (a_n^+ a_n^+ + a_n a_n) \sin^2 \alpha - S a_n^+ a_n (1 + \cos^2 \alpha) - \right. \\
 & - \left. \frac{S \sqrt{S}}{\sqrt{2i}} (a_n^+ - a_n) \sin 2\alpha - \frac{S}{2} \sin^2 \alpha + S^2 \cos^2 \alpha \right] - \\
 & - \frac{K_2(T)}{2} \sum_m \left[ \frac{C}{2} (b_m^+ b_m^+ + b_m b_m) \sin^2 \beta - C b_m^+ b_m (1 + \cos^2 \beta) - \right. \\
 & - \left. \frac{C \sqrt{C}}{\sqrt{2i}} (b_m^+ - b_m) \sin 2\beta - \frac{C}{2} \sin^2 \beta + C^2 \cos^2 \beta \right] - \\
 & - H_1^U \sum_n \left[ (-S + a_n^+ a_n) \cos \alpha - \frac{\sqrt{S}}{\sqrt{2i}} (a_n - a_n^+) \sin \alpha \right] - \\
 & - H_1^{Co} \sum_m \left[ (-C + b_m^+ b_m) \cos \beta - \frac{\sqrt{C}}{\sqrt{2i}} (b_m - b_m^+) \sin \beta \right] - \\
 & - H_2^U \sum_n \left[ \frac{\sqrt{S}}{\sqrt{2i}} (a_n - a_n^+) \cos \alpha + (-S + a_n^+ a_n) \sin \alpha \right] - \\
 & - H_2^{Co} \sum_m \left[ \frac{\sqrt{C}}{\sqrt{2i}} (b_m - b_m^+) \cos \beta + (-C + b_m^+ b_m) \sin \beta \right].
 \end{aligned} \tag{7}$$

Слагаемые линейные по операторам рождения и уничтожения магновов должны быть равны нулю. Отсюда получаем систему уравнений на определение углов  $\alpha$  и  $\beta$ , которая после упрощения имеет следующий вид:

$$\begin{cases} I_{U-Co} \frac{\sqrt{2C}}{4} S \sin(\alpha - \beta) - \frac{K_2 C \sqrt{2C}}{4} \sin 2\beta - H_2^{Co} \frac{\sqrt{2C}}{2} \sin \beta = 0 \\ I_{U-Co} \frac{\sqrt{2S}}{4} C \sin(\alpha - \beta) - \frac{K_1 S \sqrt{2S}}{4} \sin 2\alpha - H_2^U \frac{\sqrt{2S}}{2} \sin \alpha = 0 \end{cases} \tag{8}$$

Угол  $\gamma$  между осью OZ и вектором намагниченности (см. рис.2) определяется следующим выражением:

$$\gamma = \alpha + \arctg \left( \frac{\frac{M_{Co} \sin(\beta - \alpha)}{M_U}}{1 - \frac{M_{Co} \cos(\beta - \alpha)}{M_U}} \right) \quad (9)$$

Численное решение системы уравнений (8) относительно  $\alpha$  и  $\beta$  позволяет найти зависимость угла  $\gamma$  от температуры.

### РАСЧЕТЫ

Все численные расчеты проводились в системе **Mathcad**. Вначале необходимо было аппроксимировать данные, полученные в работе [2] для констант анизотропии  $K_1$  и  $K_2$  (см. (1)). Среднеквадратичная погрешность данного приближения составила всего 0.01 %, что говорит о высокой точности полученных уравнений.

Константы анизотропии, приведённые в работе [2] имеют размерность [МДж·м<sup>-3</sup>], в то время как гамильтониан (2) был записан для отдельных узлов кристаллической решетки. Поэтому необходимо пересчитать энергии анизотропии на один узел.

Элементарная ячейка U<sub>2</sub>Co<sub>15</sub>Si<sub>2</sub> имеет размеры: 822·10<sup>-12</sup> × 822·10<sup>-12</sup> × 817·10<sup>-12</sup> м<sup>3</sup>. Такая ячейка содержит 4 атома урана и 16 атомов кобальта. Образец имеет форму цилиндра с высотой 25 мм и диаметром 4 мм. Таким образом, легко подсчитать число атомов урана в образце,  $n_U = 2.27 \cdot 10^{21}$ , и атомов кобальта,  $n_{Co} = 9.09 \cdot 10^{21}$ . Зная число частиц можно вычислить величину константы анизотропии на одну частицу:

$$K_1^{(1)}(T) = \frac{K_1(T)}{n_U}, \quad K_2^{(1)}(T) = \frac{K_2(T)}{n_{Co}}, \quad (10)$$

где  $K_1^{(1)}(T)$  и  $K_2^{(1)}(T)$  – константы одноионной анизотропии, приходящиеся на один атом урана и кобальта, соответственно.

Значение размагничивающего поля  $H_2$ , которое используется в системе уравнений (8), известно для одного узла, но ввиду того, что мы учитываем размагничивающее поле согласно зеемановскому представлению [4], его значение в расчетах должно иметь величину для всего образца. Поэтому, как и в случае констант анизотропии, необходимо пересчитать значение размагничивающего поля, однако теперь это должно быть размагничивающее поле для всего образца:

$$\tilde{H}_1^U = n_U H_1^{U(1)}, \quad \tilde{H}_2^{Co} = n_{Co} H_2^{Co}. \quad (11)$$

Здесь  $\tilde{H}_1^U$  и  $\tilde{H}_2^{Co}$  – значения размагничивающих полей для всего образца. Нами были получены следующие значения численные значения:  $\tilde{H}_1^U = 1.07 \times 10^4$  Э,  $\tilde{H}_2^{Co} = 9.632 \times 10^4$  Э.



Следующим шагом стало численное решение системы уравнений (8). К сожалению, нам не удалось найти экспериментальные данные, чтобы определить величину константы обменного взаимодействия между ионами урана и кобальта  $I_{U-Co}$ , поэтому она была подгоночным параметром. В ходе расчетов было обнаружено, что при  $I_{U-Co} = 5 \times 10^5$  Э наблюдается хорошее совпадение результатов численных расчетов с данными эксперимента [2]. Кроме того, такая величина обменного взаимодействия вполне разумна и хорошо соотносится с известными экспериментальными данными по определению величины обменного взаимодействия для других веществ.

Данные расчетов приведены на рис. 3. Результаты теоретических численных расчетов показаны на графике сплошной линией, а данные эксперимента – маркерами.

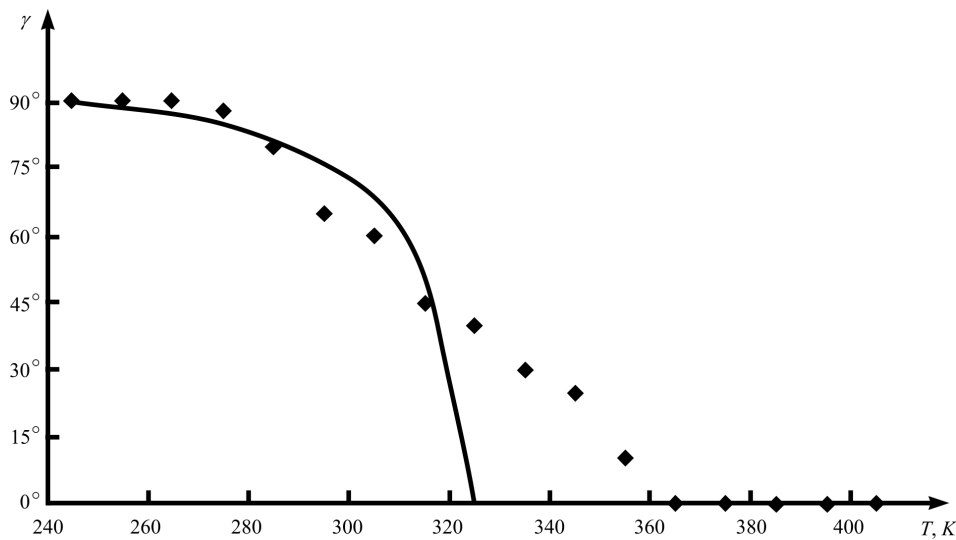


Рис. 3. Температурная зависимость угла  $\gamma$ .

### ВЫВОДЫ

Как видно из рис. 3, результаты теоретического моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными. Температура перехода из легкоплоскостной фазы в угловую фазу в точности совпадает с данными эксперимента, а температура перехода из угловой фазы в легкоплоскостную оказалась чуть ниже, чем полученная в эксперименте (примерно на 40 K).

Небольшие отклонения от экспериментальных данных, по-видимому, связаны с приближениями, которые мы использовали при постановке задачи:

- Мы считали, что образец имеет форму вытянутого эллипсоида, а не цилиндра, как в эксперименте.

- Спины магнитных ионов считались равными  $S = 2$  и  $C = 1$ . Однако в  $U_2Co_{15}Si_2$  магнитоактивные ионы урана и кобальта имеют различную валентность, что приводит к различным величинам спина. Поэтому выбранные нами значения являются лишь приближением. Более точные результаты могут быть получены, если удастся рассчитать концентрацию ионов урана и кобальта во всех валентных состояниях.

Тем не менее, полученные нами результаты хорошо описывают температурное поведение двухподрешеточного сплава  $U_2Co_{15}Si_2$ , а дальнейшее уточнение построенной модели планируется в следующей работе.

#### Список литературы

1. Ландау Л.Д., Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1982. – 621 с.
2. Tereshina E.A. Magnetic anisotropy and spin reorientation in  $U_2Co_{15}Si_2$  / E.A. Tereshina, A.V. Andreev, K. Kouyama et al. // JMMM. – 2007. – V. 316. – P. 515-518.
3. Тябликов С.В. Методы квантовой теории магнетизма / С.В. Тябликов. – М.: Наука, 1975. – 528 с.
4. Вонсовский С.В. Магнетизм / С.В. Вонсовский. – М.: Наука, 1971. – 1032 с.
5. Holstein T. Field Dependence of the Intrinsic Domain Magnetization of a Ferromagnet / T. Holstein, H. Primakoff // Phys. Rev. – 1940 – Vol. 58. – P. 1098-1113.
6. Ахиезер А.И. Спиновые волны / А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. – М.: Наука, 1967. – 368 с.

**Клевец П.М.** Переорієнтаційні фазові переходи по температурі у двохладрешітному ферромагнетикі / П.М. Клевец, Д.С. Кошмов // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізика. – 2009. – Т. 22(61), № 1. – С. 97-106.

Розроблена теоретична модель переорієнтаційних фазових переходів по температурі у двохладрешітному ферромагнетикі. Розроблена модель використана для пояснення експериментальних даних щодо дослідження залежності орієнтації намагніченості від температурі у сплаві  $U_2Co_{15}Si_2$ .

**Ключові слова:** двохладрешітна система, фазовий перехід, одноіонна анізотропія.

**Klevets Ph.N.** Temperature driven reorientation phase transitions in two-sublattice ferromagnetic / Ph.N. Klevets, D.S. Koshmov // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics. – 2009. – Vol. 22(61), No. 1. – P. 97-106.

The theoretical model of temperature driven reorientation phase transitions in two-sublattice ferromagnetic is build. This model is used to explain the experimental dependence of magnetization on temperature in  $U_2Co_{15}Si_2$  alloy.

**Keywords:** two-sublattice system, phase transition, single-ion anisotropy.

*Поступила в редакцію 20.11.2009 г.*